

BROMSSTRÅLEINDUCERAD FISSION I TUNGA ÄMNEN

BENT SCHRØDER



LUND 1972

BROMSSTRÅLEINDUCERAD FISSION I TUNGA ÄMNEN

Avhandling för doktorsexamen

Avhandlingen kommer att försvaras
vid en offentlig disputation i
Fysiska institutionens
föreläsningssal B fredagen den
8 december 1972 kl 10.15

av

BENT SCHRØDER

Fil lic, Mlm

Digitized by the Internet Archive
in 2026



Föreliggande avhandling omfattar följande arbeten:

- I. High-energy photofission in ^{238}U , ^{232}Th and ^{209}Bi (tillsammans med G Nydahl och B Forkman)
Nuclear Physics A143 (1970) 449

- II. Yields of some photofission products from ^{238}U
(tillsammans med B Nordgren och A Alm)
Nuclear Physics A193 (1972) 555

- IIIa. Photon induced nuclear reactions above 1 GeV
I. Experimental
(tillsammans med G Andersson, I Blomqvist, B Forkman, G G Jonsson, A Järund, I Kroon, K Lindgren och K Tesch)
DESY 72/22 May 1972 (accepterat för publikation i Nuclear Physics A)

- IIIb. Photon induced nuclear reactions above 1 GeV
IV. Mass distribution in the 6.00 GeV bremsstrahlung induced fission of natural uranium
DESY 72/29 June 1972 (accepterat för publikation i Nuclear Physics A)

Preliminära rapporter gavs vid:

1. The second symposium on the physics and chemistry of fission, Vienna, Austria, 1969

2. The VIth informal European conference on the interactions of high energy particles and complex nuclei, Kitzbuehel, Austria, 1971

Fission har studerats i omkring trettio år och en stor mängd data har samlats som beskriver olika aspekter av denna komplexa process vars praktiska tillämpningar är väl kända. Redan i det klassiska arbetet år 1939 angav Bohr och Wheeler [1] storleksordningen av fotofissions-tvårsnittet, en förutsägelse som några år senare bekräftades experimentellt av Baldwin och Klaiber [2]. Den fortsatta utvecklingen av fissionsstudierna fram till mitten av 1960-talet har sammanställts och grundligt diskuterats av Hyde [3].

Bland senare sammanställningar kan nämnas en från denna institution [4] som beskriver fotofission. I denna sammanställning ägnas stort utrymme åt jämförelser mellan proton- och fotoninducerad fission i det diskuterade energiområdet (0.05 till 1 GeV). Anledningen till intresset för sådana jämförelser grundar sig på skillnader i reaktionsmekanismer. I figur 1 visas de elementära träffytorna, dvs träffytor mot fria nukleoner, för protoner och fotoner. I det medtagna energiområdet (0.005 till 1.0 GeV) dominerar för protoner den elastiska träffytan medan den inelastiska träffytan, dvs sannolikheten för produktion av nya partiklar såsom pimesoner, utgör högst ca 70 procent av den totala träffytan. För fotoner är situationen annorlunda eftersom den inelastiska träffytan, enkel- och dubbelpionproduktion, dominerar för fotonenergier över ca 200 MeV för att vid något högre energi vara den enda process som bidrager till träffytan.

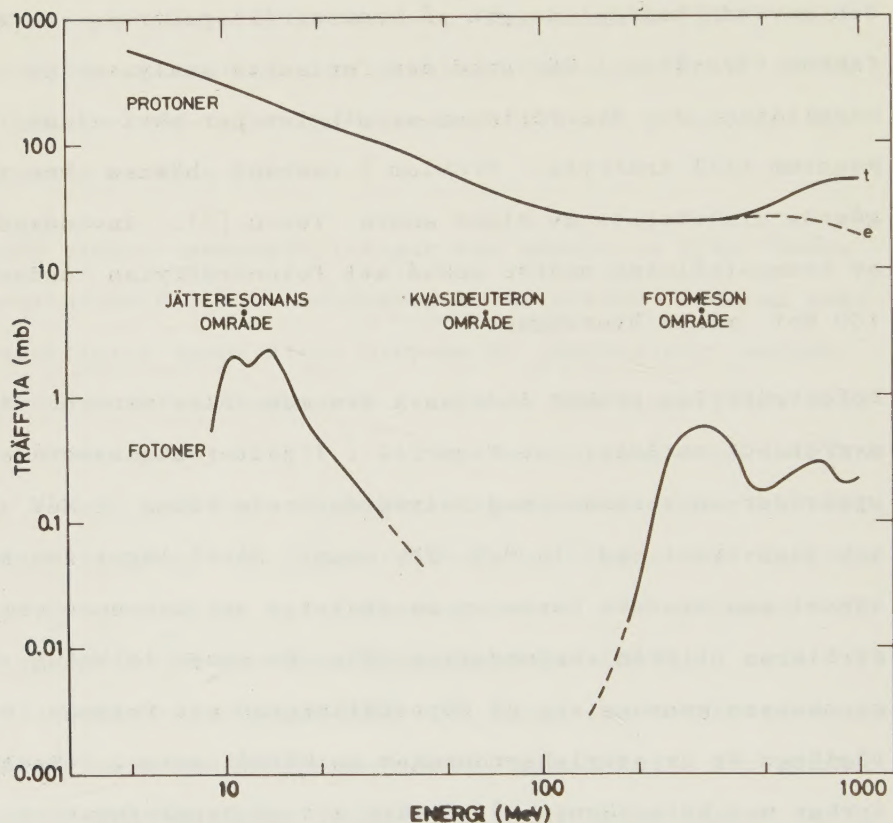
I föreliggande avhandling studeras fotofission i energi-

området över 150 MeV. Bromsstrålning är som bekant den vanligaste källan för fotoner i detta energiområde. Vid fissionsstudier i tunga ämnen såsom uran, vars fissionsbarriär ligger kring 5 MeV, medför bromsstrålespektrums kontinuerliga karaktär att bidrag till de experimentellt studerade storheterna erhålles från hela träffytan under den använda maximalenergin på bromsstrålespektrum. Detta faktum försvårar i hög grad den fortsatta analysen av resultaten dvs överföringen av utbyten per ekvivalent kvantum till träffyta. Problem i samband härmed har ingående diskuterats av bland andra Tesch [5]. Användandet av bromsstrålning medför också att fotonträffytan under 150 MeV måste övervägas.

Fotonträffytan brukar indelas i tre mer eller mindre väl avgränsade områden, se figur 1. I jätteresonansområdet uppträder en resonans med halvvärdesbredd kring 5 MeV och toppvärdet vid 14 MeV för uran. Såväl läget för toppvärdet som bredden beror av masstalet, ett beroende som kan förklaras utifrån skalmodellen [6]. En annan tolkning av resonansen grundar sig på föreställningen att fotonen, vars våglängd är av storleksordningen en kärndiameter, växelverkar med hela kärnan på så sätt att en dipolvibration inträder mellan protonerna i en grupp och neutronerna i en annan [7].

Även i kvasideuteronområdet tänkes absorptionen vara av dipolkaraktär. Fotonens våglängd är i detta område av sådan storlek att växelverkan främst sker med n-p par inuti kärnan. Träffytans form och storlek har av

Levinger [8] kopplats till fotonträffytan mot fria deuteroner. Situationen i detta energiområde är emellertid långt från klarlagd och det må räcka att konstatera att kvasideuteronområdet har liten inverkan på de uppmätta storheterna i



FIGUR 1 Träffytan mot fria nukleoner för protoner [13,14] och för fotoner [12]. I jätteresonansområdet anges träffytan per nukleon för ^{235}U [11]. Protonträffytan är uppdelad i total (t) och elastisk (e) träffyta. Dessa båda sammanfaller för protonenergier under 300 MeV.

de experiment, som ingår i föreliggande avhandling. Foton-

absorption i tunga ämnen i de två områdena ovan leder föredrädesvis till fission och emission av en eller ett fåtal partiklar.

Då fotonens energi ökas ytterligare sker växelverkan främst med enstaka nukleoner inuti kärnan varvid en isobar bildas. Denna sönderfaller snabbt i en pion och i en stabil nukleon vilka på sin väg ut ur kärnan kan växelverka med resten av kärnan på flera olika sätt, varigenom kärnan exciteras i olika grad beroende på växelverkans komplexitet. Fotonabsorption i detta energiområde leder förutom de redan nämnda reaktionstyperna också till spallation, en process där en stor mängd partiklar emitteras från kärnan.

Den experimentella metodik som använts i denna avhandling grundar sig på tillgången till gammadetektorer med hög upplösningsförmåga, 3-4 keV vid 1332 keV fotoner, dvs Ge(Li)-detektorer. De fotoner som studeras härrör från fissionsprodukterna då de är inriktade på att korrigera det höga förhållandet på massa till laddning, som de erhåller i förhållande till det normala i den stabila dalen. Under elektronsönderfallet utsändes även fotoner. Ur en fototopps energi och sönderfallsförlopp är det oftast möjligt att entydigt avgöra från vilken kärna fotonen härrör. En förenkling har använts i denna avhandling jämfört med det konventionella sättet att göra dessa undersökningar, eftersom inga kemiska separationer utföres. Detta begränsar mängden av kärnor som kan studeras och i vissa fall graden av detaljkunskap som kan erhållas. Å andra sidan kan en massfördelning mätas upp med enbart en bestrålning

varför behovet av bestrålningstid minskar. Vidare kan risken för systematiska fel bringas ned och i många typer av undersökningar är ovan nämnda begränsningar inte av avgörande betydelse.

I arbete I studeras relativa massutbytet vid fotofission i ^{238}U , ^{232}Th och ^{209}Bi med bromsstrålning, i energintervall 300 till 1100 MeV, från 1.2 GeV elektron-synkrotronen i Lund. Massfördelningarna för uran befanns bestå av två fördelningar, med toppvärden kring masstalen 97 och 137, med en dal emellan de båda fördelningarna. Uppväxten av denna dal med energin studerades med hjälp av topp-till-dalförhållandet, som sjönk från 3.4 vid 300 MeV till 1.5 vid 1100 MeV. För torium gav undersökningen liknande resultat, dock framträdde här en tredje topp vid masstal kring 112, vilket avspeglar sig i topp-till-dalförhållande mindre än 1. Variationen i denna parameter antages allmänt bero på att två typer av fission konkurrerar, asymmetrisk och symmetrisk fission. I fallet vismut är den senare typen helt dominerande. Utifrån topp-till-dalförhållandet och totala fissionsutbyten [9] beräknades träffytorna för symmetrisk och asymmetrisk fission, σ^s och σ^a . I fallet uran visade det sig att $\sigma^a \approx 2 \cdot \sigma^s$. För torium erhöles $\sigma^a \approx \sigma^s$. De erhållna resultaten diskuterades utifrån en enkel kvalitativ modell, typ parameterspel, där de kända parametrarna utgjordes av σ^a och σ^s för uran och torium. Med hjälp av denna modell kunde de relativa värdena på träffytorna visas vara kopplade till den primära reaktionsmekanismen. En kvali-

tativ modell av den typ som använts i arbete I måste naturligtvis betraktas som ett av flera möjliga sätt att tolka fotofission i tunga ämnen. Dock har den använda modellen den fördelen att det höga värdet på σ^a i uran jämfört med motsvarande värde i protoninducerad fission kan förklaras på ett enkelt sätt.

I ett senare arbete av Komar et al [10] anges för uran att träffytan för asymmetrisk fission är försumbar i det energiområde där det i arbete I befanns att σ^a utgör det dominerande bidraget till fissionsträffytan. Denna motsägelser föranledde en undersökning av träffytan för några företrädesvis asymmetriska fissionsprodukter från uran. Experimentet, som utfördes vid elektronsynkrotronen i Lund, redovisas i arbete II. Följande fissionsprodukter undersöktes: ^{91}Sr , ^{97}Zr , ^{105}Ru , ^{132}Te , ^{135}I och ^{143}Ce och för samtliga är träffytan klart större än noll. Träffytan för enkelneutronemission undersöktes också, och god överensstämmelse erhöles med tidigare publicerade resultat vilket styrker de erhållna fissionsträffytorna. Dessa analyserades i två energiintervall och den observerade skillnaden mellan typiskt asymmetriska produkter och fissionsprodukter, vilka kan betraktas som en blandning av symmetrisk och asymmetrisk fission, diskuterades utifrån den nämnda kvalitativa modellen.

I arbete III redovisas en undersökning utförd vid elektronsynkrotronen i Hamburg vid 6.00 GeV bromsstrålning som ett led i samarbetet mellan kärnfotogruppen i Lund och K Tesch vid DESY. I arbete IIIa har bidrag givits enbart till de

delar som behandlar fission (avdelningarna 2.5 och 3.4). Den erhållna massfördelningen från uran visar en väl separerad symmetrisk fördelning överlagrad på den asymmetriska. Det erhållna topp-till-dalförhållandet, 1.36, är endast något lägre än vid 1100 MeV. Detta förklaras med att totala fissionsträffytan minskar kraftigt över 1 GeV som ett resultat av ökad konkurrens från rena spallationsreaktioner.

Till min handledare, professor Bengt Forkman, vill jag framföra ett varmt tack för den utomordentliga handledning som kommit mig till del. Hans alltid aktiva intresse för problem i samband med arbetet på föreliggande avhandling har varit ett värdefullt stöd.

Till mina övriga medförfattare känner jag stor tacksamhet för trevligt och lärorikt samarbete. Kärnfotogruppen i dess helhet vill jag tacka för många stimulerande diskussioner i den speciella atmosfär som skapas i en väl sammansvetsad grupp.

REFERENSER

- [1] N Bohr and J A Wheeler, Phys Rev 56 (1939) 426
- [2] G C Baldwin and G S Klaiber, Phys Rev 71 (1947) 3
- [3] E K Hyde, The nuclear properties of the heavy elements, Volume III: Fission phenomena (Prentice-Hall, New Jersey, 1964)
- [4] B Forkman and B Schrøder, Physica Scripta 5 (1972) 105
- [5] K Tesch, Nucl Instr 95 (1971) 245
- [6] D H Wilkinson, Physica 22 (1956) 1039
- [7] M Goldhaber and E Teller, Phys Rev 74 (1948) 1046
- [8] J S Levinger, Phys Rev 84 (1951) 43
- [9] T Methasiri, Nucl Phys A158 (1970) 433
- [10] A P Komar et al, JETP (Sov Phys) 10 (1969) 51
- [11] C D Bowman et al, Phys Rev 133 (1964) B676
- [12] D W G S Leith, Proceedings of the third international conference on high-energy physics and nuclear structure held at Columbia University, New York, 1969
- [13] K Chen et al, Phys Rev 166 (1968) 949
- [14] H W Bertini, Phys Rev 188 (1969) 1711

AV-centralen, Lund 1972